



**Международная научно-практическая конференция  
«Физико-технические проблемы в науке, промышленности и медицине»  
Секция 3. Математическое моделирование в фундаментальных и прикладных исследованиях**

**ТРЕХМЕРНАЯ МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ИМПУЛЬСНОГО РАДАРА В ПЛАЗМЕ УСТАНОВОК УТС**

А.Д. Исаков, Л.А. Лобес, А.В. Шарнин

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,

Россия, г.Томск, пр. Ленина, 30, 634050

E-mail: [rhawww@gmail.com](mailto:rhawww@gmail.com)

Одной из приоритетных задач управляемого термоядерного синтеза (УТС) является повышение эффективности измерения распределения плотности электронов в плазме с использованием метода импульсной микроволновой рефлектометрии. Успешность решения этой задачи зависит от согласования двух взаимоисключающих требований: с одной стороны – повышения детальности описания физики распространения волн в плазме и их детектирования, а с другой – снижения сложности программно-аппаратной реализации математической модели на компьютере при сохранении приемлемого времени расчета. Последние достижения техники позволяют существенно повысить детальность описания процесса распространения волн в плазме и применять на практике не только двухмерные, но и трехмерные модели, рассчитываемые по методу конечных разностей во временной области (FDTD) [2].

Актуальность использования трехмерных моделей ИРП обусловлена потребностью повышения точности косвенных измерений и интерпретации аномальных артефактов. Вместе с этим, разработка трехмерных моделей электродинамики плазмы рассчитываемых по методу FDTD является нетривиальной задачей.

В данной работе представлены результат разработки 3D модели ИРП установок УТС типа токамак. Модель позволяет по заданному трехмерному распределению плотности электронов в плазме и параметрам зондирующего электромагнитного излучения импульсного радара рассчитывать и сохранять пространственно-временное распределение электромагнитного поля в плазме и вакуумной камере. Рассчитанные распределения используются для уточненного моделирования сигналов, формируемых антенной системой радара и полупроводниковым первичным преобразователем. Это позволяет исследовать и оценивать эффективность традиционных методов измерения времени пролета, реализуемых радаром и основанной на обработке сигнала первичного преобразователя.

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Shevchenko V. F., Walsh M. J., First results from the small tight aspect ratio tokamak multifrequency pulse radar reflectometer, Review of Scientific Instruments. 1997. Т. 68. № 5. С. 2040-2045.
2. Taflov A., Umashankar K.R. The Finite-Difference Time-Domain (FD-TD) Method for Electromagnetic Scattering and Interaction Problems // Journal of Electromagnetic Waves and Applications. – 1987 – Vol. 1 – № 3 – P. 243–267.

**РАСЧЕТ ОСНОВНОГО И НЕКОТОРЫХ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ**

**ЛИТИЙ-ПОДОБНЫХ ИОНОВ УРАНА**

Г.Е. Тшикеди, В.А. Килин, Е.А. Сеницын

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,

Россия, г. Томск, пр. Ленина, 30, 634050

E-mail: [yak@tpu.ru](mailto:yak@tpu.ru)

Исследование эффекта расщепления энергетических уровней многозарядных ионов при их релятивистском каналировании между кристаллическими плоскостями, а также сопровождающих процессов

возбуждения электронов и последующего распада возбужденных состояний является актуальной задачей [1]. В настоящей работе представлены результаты первого, подготовительного шага такого исследования – данные по расчету основного и ряда возбужденных состояний *Li*-подобных ионов  $U^{92}$ , полученные в нерелятивистском приближении Хартри-Фока (ХФ). Расчеты выполнены с использованием известного пакета программ АТОМ [1], который позволяет, в частности, получать полные и одноэлектронные энергии состояний, а также их волновые функции дискретного и непрерывного спектра в двух вариантах – в самосогласованном ХФ потенциале и в приближении «замороженного» ионного остова. В первом варианте энергия возбуждения рассчитывается как разность между ХФ полными самосогласованными энергиями возбужденного  $E^*$  и основного  $E_0$  состояний,  $\Delta E^{SCF} = E^* - E_0$ , во втором – равна разности одноэлектронных энергий возбужденной и возбуждаемой подоболочки,  $\Delta E^{FC} = \epsilon_{nl} - \epsilon_0$ .

Выполнен расчет энергий возбуждения *Li*-подобного иона  $U^{92}$  из основного состояния  $1s^2 2s$  в состояния  $1s^2 nl$ ,  $nl = 3s-10s, 2p-5p, 3d-5d, 4f, 5f$  электрона. Результаты приведены в таблице.

Таблица 1 - Энергии (Ry)  $\Delta E^{SCF}$  и  $\Delta E^{FC}$  возбуждения  $1s^2 2s \rightarrow 1s^2 nl$  *Li*-подобного иона  $U^{92}$

| $1s^2 nl$ | $\Delta E^{SCF}$ | $\Delta E^{FC}$ | $1s^2 nl$ | $\Delta E^{SCF}$ | $\Delta E^{FC}$ | $1s^2 nl$ | $\Delta E^{SCF}$ | $\Delta E^{FC}$ |
|-----------|------------------|-----------------|-----------|------------------|-----------------|-----------|------------------|-----------------|
| 3s        | 1138.109         | 1138.110        | 9s        | 1943.110         | 1943.107        | 3d        | 1143.225         | 1143.294        |
| 4s        | 1534.891         | 1534.889        | 10s       | 1962.160         | 1962.158        | 4d        | 1537.007         | 1537.044        |
| 5s        | 1718.200         | 1718.198        | 2p        | 12.785           | 12.786          | 5d        | 1719.274         | 1719.294        |
| 6s        | 1817.664         | 1817.659        | 3p        | 1141.698         | 1141.696        | 4f        | 1537.046         | 1537.044        |
| 7s        | 1877.593         | 1877.589        | 4p        | 1536.377         | 1536.374        | 5f        | 1719.296         | 1719.294        |
| 8s        | 1916.468         | 1916.466        | 5p        | 1718.954         | 1718.952        |           |                  |                 |

Видно, что (i) рассчитанная энергия возбуждения мало зависит от варианта расчета, что естественно для столь высокозарядного иона, (ii) ее величина определяется, в основном, главным квантовым числом  $n$  возбужденных состояний, что характеризует водородоподобность состояния возбужденного электрона. Заметим, что энергия всех возбуждений на два порядка больше энергии первого возбужденного состояния  $1s^2 2p$ . Можно ожидать, что при каналировании наиболее вероятно именно такое возбуждение *Li*-подобного иона  $U^{92}$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nakai Y., et al. Stark effect in resonant coherent excitation of 2s-electron of Li-like ions channeling in a Si crystal // Nucl. Instr. Methods. - 2013. - v. 315. - p. 94–98.
2. Амусья М.Я., Чернышева Л.В. Автоматизированная система исследования структуры атомов. – Л.: Наука, 1983. – 180 с.

#### КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ РАДИАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В КР III

Б.Д. Уилкоккс, В.А. Килин, Р.Ю. Килин

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,

Россия, г. Томск, пр. Ленина, 30, 634050

E-mail: [yak@tpu.ru](mailto:yak@tpu.ru)

Для достоверной интерпретации экспериментальных спектроскопических данных (напр., [1]) требуется знать ширину каналов заселения флуоресцентных состояний и, следовательно, полную ширину промежуточных состояний, если таковые существуют. В частности, представляют интерес полные ширины промежуточных ионных состояний типа *Kr*III  $4p^{-3} nl$ , которые могут проявляться во флуоресцентных спектрах после  $3d$